УДК 621.318

В.И.КРАВЧЕНКО, докт.техн.наук; ***И.В.ЯКОВЕНКО***, докт.физ−мат.наук; ***В.И.ЯКОВЕНКО***; ***Ф.В.ЛОСЕВ***; НТУ» ХПИ»

ВОЗБУЖДЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ НАВЕДЕННЫМИ ТОКАМИ, ПРИ ВОЗДЕЙСТВИЯ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Визначено механізми виникнення нестійкостей власних коливань напівпровідникових надграт, обумовлених їх взаємодією з потоками заряджений частинок в умовах дії стороннього ЕМВ. Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на електровироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах ЕРВ і утворенням їх внутрішніх полів.

The power losses of the flow of charged particles caused by such an interaction due to excitation of surface polaritons in the semiconductor structure have been determined. The influence of pulsed electromagnetic radiation on electric radio apparatus is often accompanied by currents arcsing on inner current – conducting elements as well as by the distortion of their internal fields.

Введение. Моделирование механизмов взаимодействия наведенных ЭМИ токов и напряжений с процессами, характеризующими функциональное назначение изделий, обычно проводится в рамках теории цепей с распределенными параметрами. Этот подход позволяет оценить критерии работоспособности в целом (например оценить критическую энергию, характеризующую тепловой пробой), однако вопросы связанные с определением различного рода электромагнитных взаимодействий, протекающих непосредственно в комплектующих изделия при воздействии ЭМИ остаются открытыми.

Все многообразие отказов, возникающих в РЭА как результат воздействия сторонних факторов, принято разделять на обратимые и необратимые [1, 2]. Необратимые отказы характеризуются полной утратой работоспособности Р Э А. Они наступают в случае , когда изменение внутренних параметров аппаратуры превышает допустимые пределы (при воздействии внешнего ЭМИ необратимые отказы обычно возникают вследствии теплового пробоя комплектующих). Для обратимых отказов характерна временная утрата работоспособности, приводящая к искажению выходных характеристик.

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния ЭМИ на радиоизделия относятся к области необратимых отказов. Настоящая работа в определенной степени компенсирует существующий пробел в этой области исследований обратимых отказов. В ней исследуется взаимодействие потоков заряженных частиц , наведенных ЭМИ, с волновыми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ – электронике.

Основные результаты. Пусть моноэнергетический поток заряженных частиц, наведенный внешним электромагнитным полем, с плотностью n_0 проходит с постоянной скоростью v_0 через периодическую структуру (период d), состоящую из чередующихся плазменных слоев d_1, d_2 и различающихся диэлектрическими постоянными ε_{01}, ε_{02} и концентрациями электронов проводимости N_{01}, N_{02}. Определим спектр и затухание (нарастание) электромагнитных колебаний такой системы. Выбираем систему отсчета таким образом, чтобы оси X, Y были направлены параллельно, а ось Z – перпендикулярно границе раздела. Заметим, что потери энергии заряженной частицы при прохождении через слоистый диэлектрик впервые рассматривались в работе [4].

Для описания электромагнитных свойств структуры состоящей из плазменных слоев, в пренебрежении эффектами запаздывания, воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} & rot\,\vec{E} = 0; \quad div[\varepsilon_0(z)\vec{E} = 4\pi e(N+n); \\ & \frac{\partial N}{\partial t} + div[N_0(z)\vec{u}] = 0; \quad m\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = e\vec{E}; \\ & \frac{\partial n}{\partial t} + div(n_0\vec{v} + \vec{v}_0 n); \quad m(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_0\frac{\partial \vec{v}}{\partial z}) = e\vec{E}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $n(r,t)$, $N(r,t)$, $v(r,t)$, $u(r,t)$ – возмущенные концентрации и скорости электронов пучка и неподвижной плазмы, $\varepsilon_0(z)$; $N_0(z)$ – являются периодическими функциями, принимающими в пределах $d = d_1 + d_2$ значения $\varepsilon_{01;02}$; $N_{01;02}$. Индексы «1» и «2» будут означать принадлежность величин, входящих в уравнения (1) к слоям с индексами толщины «1» и «2». В дальнейшем необходимо ввести скалярный потенциал $\varphi(r,t)$; $(\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi)$.

На границе слоев выполняются условия непрерывности потенциалов и полных токов J_i (смещения и проводимости):

$$\begin{aligned} \varphi_1(0) &= \varphi_2(0); \\ J_1(0) &= J_2(0), \end{aligned} \tag{2}$$

где $J_i = \frac{\varepsilon_{0i}\,\partial E_{iz}}{4\pi\,\partial t} + e(N_{0i}u_{iz} + n_0 v_{iz} + v_0 n_i)$, $i = 1{,}2$.

В связи с образованием в структуре волн пространственного заряда (ВПЗ), обусловленных движущимся потоком частиц, возникает необходимость в дополнительных граничных условиях. В качестве таковых используются непрерывности потоков заряженных частиц и их импульсов. Эти условия имеют вид:

$$\begin{aligned} n_1(0) &= n_2(0); \\ v_{1z}(0) &= v_{20}(0). \end{aligned} \tag{3}$$

Используя свойство трансляционной симметрии

$\varphi(z+d)=\varphi(z)\exp(ikd)$ (k – произвольный волновой вектор), можно представить граничные условия на плоскостях, разделяющих слои, следующим образом:

$$\begin{aligned}&\varphi_1(d_1)=\varphi_2(-d_2)\exp(ikd); \quad J_1(d_1)=J_2(d_2)\exp(ikd);\\&n_1(d_1)=n_2(-d_2)\exp(ikd); \quad v_{1z}(d_1)=v_{2z}(-d_2)\exp(ikd).\end{aligned} \tag{4}$$

Представляя зависимость всех переменных величин от координат и времени експоненциальной, легко получить решение уравнений (1) в каждом слое. С помощью граничных условий (2)-(4) можно исключить неопределенные константы и получить дисперсионное уравнение, связывающее между собой частоту, волновые векторы – ω, $q_{x,y}$, k и параметры среды.

Рассмотрим одномерный случай: q_x; $q_y = 0$. Решение системы уравнений (1) в i-м слое имеет вид:

$$\begin{aligned}&\varphi_i(z)=A_i z+B_i+\frac{4\pi e^2 v_0}{\varepsilon_i}\left[\frac{C_i\exp(i\lambda_i z)}{(\omega+v_0\lambda_i)^2}+\right.\\&\qquad\left.+\frac{F_i\exp(-i\lambda_i z)}{(\omega-v_0\lambda_i)^2}\right]\exp\left(i\frac{\omega}{v_0}z\right);\\&E_i=-A_i-\frac{4\pi\, i e v_0}{\varepsilon_i}\left[\frac{C_i\exp(i\lambda_i z)}{\omega+v_0\lambda_i}+\frac{F_i\exp(-i\lambda_i z)}{\omega-v_0\lambda_i}\right]\exp\left(i\frac{\omega}{v_0}z\right);\\&n_i=(C_i\exp(i\lambda_i z)+F_i\exp(-i\lambda_i z))\exp\left(i\frac{\omega}{v_0}z\right);\\&v_i=-\frac{4\pi e^2}{m\lambda_i\varepsilon_i}\left[\frac{C_i\exp(i\lambda_i z)}{\omega+v_0\lambda_i}-\frac{F_i\exp(-i\lambda_i z)}{\omega-v_0\lambda_i}\right]\exp\left(i\frac{\omega}{v_0}z\right)+\frac{eA_i}{im\omega},\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $\varepsilon_i=\varepsilon_{0i}-\dfrac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$; $\lambda_i=\dfrac{\omega_0}{v_0\sqrt{\varepsilon_i}}$; $\omega_{0i};\omega_0$ – ленгмюровские частоты электронов неподвижной плазмы и пучка A, B, C, F – произвольные постоянные. Видно, что потенциал содержит слагаемые различного рода. Первое и второе представляют собой решение уравнения Лапласа $\partial^2\varphi/\partial z^2=0$, третье и четвертое – потенциалы, создаваемые ВПЗ. Легко убедиться, что граничные условия допускают решения $A_i = 0$, так как при этом $J_i(z)$ тождественно обращается в нуль, концентрация и скорость частиц зависят от констант C, F, а граничные условия для потенциалов (3) и (4) позволяют определить B_1, B_2 через C, F. При этом из граничных условий получим дисперсионное уравнение:

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0}-k\right)d=\cos\lambda_1 d_1\cos\lambda_2 d_2-\frac{\lambda_1^2+\lambda_2^2}{2\lambda_1\lambda_2}\sin\lambda_1 d_1\sin\lambda_2 d_2\,. \tag{6}$$

Это уравнение впервые было получено в работе [4], где была показана возможность возникновения неустойчивых состояний. При этом в не принимались во внимание связанные с частотной дисперсией диэлектрической приницаемости собственные колебания, существующие в структуре в отсутствие пучка.

В случае малой плотности пучка $\lambda_1 d_1 << 1$; $\lambda_2 d_2 << 1$ уравнение (6) преобразуется к виду:

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)d = 1 - \frac{\omega_0^2 d^2}{2v_0^2 \varepsilon_{zz}}, \tag{7}$$

где $\varepsilon_{zz}(\omega) = d\varepsilon_1\varepsilon_2 /(d_1\varepsilon_2 + d_2\varepsilon_1)$ – компонента тензора диэлектрической проницаемости мелкодисперсной среды.

В случае слабой пространственной дисперсии: $\omega d/v_0 << 1$; $kd << 1$ из выражения (7) получим:

$$\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)^2 = \frac{\omega_0^2}{v_0^2 \varepsilon_{zz}}. \tag{8}$$

Закон дисперсии колебаний имеет тот же вид, что и в однородной среде, диэлектрическая проницаемость которой равна $\varepsilon_{zz}(\omega,d_1,d_2)$. Из выражения (8) в приближении малой плотности пучка полагая получим:

$$\Delta\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_{zz}(\omega = kv_0)}; \quad \Delta\omega << kv_0. \tag{9}$$

В этом случае возникают колебания с частотой, определяемой временем пролета τ частицей пространственного периода структуры $\tau = d/v_0$. Целое число l равно отношению времени пролета к периоду колебаний.

Колебания становятся неустойчивыми при условии $\varepsilon_{zz} < 0$; ($\Delta\omega^2 < 0$), то есть диэлектрическая проницаемость хотя бы одного из слоев должна обладать частотной дисперсией и быть отрицательной.

Пусть $\varepsilon_2 > 0$; $\varepsilon_1 < 0$. Тогда из формул (8)-(9) следует:

$$\Delta\omega^3 = \frac{\omega_0^2\omega_{p1}d_1}{2\varepsilon_{01}d}. \tag{10}$$

Инкремент неустойчивости равен:

$$\operatorname{Im}\Delta\omega = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\omega_0^2\omega_{p1}d_1}{2\varepsilon_{01}d}\right)^{\frac{1}{3}},$$

где $\omega_{p1} = \dfrac{\omega_{01}}{\sqrt{\varepsilon_{01}}}$.

Если $\omega = kv_0$ то мы имеем неустойчивость в условиях черенковского резонанса с инкрементом, который в $\left(d_1/d_2\right)^{\frac{1}{3}}$ раз меньше чем в однородной плазме. В случае $\omega_p = \frac{2\pi v_0}{d} l$ неустойчивость связана с черенковским параметрическим излучением заряженной частицы [3]. Из выражения (8) следует, что неустойчивость возникает также при условии когда ε_{zz} является комплексной величиной и Re $\varepsilon_{zz} > 0$.

Очевидно, что заслуживает внимания и другая ситуация, когда необходимо учитывать решение уравнения $div\vec{E} = 0$ в каждом слое. Для описания взаимодействия волн и частиц в этом случае рассмотрим более подробно собственные колебания продольного электрического поля в слоисто-периодической среде. В отсутствие пучка как видно из формулы (8) потенциал в i-м слое имеет вид: $\varphi_i(z) = A_i z + B_i$. Электрическое поле $E_i = -A_i$ и полный ток $j_i = \frac{i\omega}{4\pi}\varepsilon_i A_i$ не зависят от Z. Из граничных условий для потенциала и тока следует:

$$\begin{aligned} &B_1 = B_2; \quad A_1 d_1 + B_1 = (B_2 - A_2 d_2)\exp(ikd); \\ &A_1\varepsilon_1 = A_2\varepsilon_2; \quad A_1\varepsilon_1 = A_2\varepsilon_2 \exp(ikd). \end{aligned} \tag{11}$$

Откуда получаем два условия существования продольных колебаний. Первое:

$$\varepsilon_1 = 0; \quad A_2 = 0; \quad A_1 d_1 = B_1(\exp(ikd) - 1); \quad kd \neq 2\pi\, l\,. \tag{12}$$

Закон дисперсии этих колебаний соответствует обращению в нуль ε_{zz}.

Второе условие:

$$kd = 2\pi\, l; \quad \varepsilon_1 d_2 = \varepsilon_2 d_1; \quad A_1 d_1 = -A_2 d_2\,. \tag{13}$$

Оно отвечает требованию обращения в нуль ε_z^{-1}.Частота колебаний равна

$$\omega' = \left(\frac{\omega_{01}^2 d_2 + \omega_{02}^2 d_1}{\varepsilon_{01} d_2 + \varepsilon_{02} d_1}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{14}$$

Можно показать, что взаимодействие колебаний с пучком малой плотности в условиях резонанса $\omega' = \frac{2\pi v_0}{d} l$ дает поправку к частоте, определяемую из выражения:

$$\Delta\omega^3 = \frac{2\omega_0^2 v_0^2 d}{\omega' d_1 d_2(\varepsilon_{01} d_2 + \varepsilon_{02} d_1)}\left[1 - (-1)^l \cos\frac{\pi\, l}{d}(d_1 - d_2)\right]. \tag{15}$$

Если $d_2 = d_1$ то закон дисперсии сводится к выражению $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0$ и на длине $d_1 = d/2$ укладывается целое число полуволн Ван-Кампена. В этом случае для четных l фазы колебаний при влете в пространство взаимодействия и вылете из него совпадают и инкремент колебаний равен нулю.

Напротив, для нечетных l фазы противоположны и инкремент:

$$\gamma = \sqrt{3}\left[\frac{4\omega_0^2 v_0^2}{\omega' d^2(\varepsilon_{01}+\varepsilon_{02})}\right]^{\frac{1}{3}}. \tag{16}$$

Очевидно, что с практической точки зрения заслуживает внимания вопрос о резонансном взаимодействии волн и частиц, когда периодическая структура и поток частиц разделены в пространстве. Найдем спектр и инкремент (декремент) колебаний, когда поток заряженных частиц занимает полупространство $y > 0$, $y < 0$ – слоисто-периодическая среда .

Тогда в области $y > 0$ поля описываются системой уравнений (1), где $N = N_0 = 0$, а $N_0 = \varepsilon_d$ ($\varepsilon_d = 1$).

В области $y < 0$ предполагается $n_0 = 0$. На границе $y = 0$ выполняются условия непрерывности потенциалов. Нормальная составляющая векторов индукции при этом испытывает разрыв, связанный с наличием потока заряженных частиц над границей.

Прежде всего покажем, что на границе сверхрешетка (С Р) – диэлектрик существуют так называемые косые поверхностные волны и найдем их спектр. Ограничимся случаем слабой пространственной дисперсии, когда обратные волновые числа $1/q_{x,y,z}$ велики по сравнению с периодом d (мелкодисперсная среда).

В этом случае потенциал φ можно представить в виде:

$$\varphi(r,t) = A\exp i(q_x x + q_y y + q_z z - \omega t). \tag{17}$$

Электромагнитные свойства такой среды описываются тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega)$:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2}{d}; \quad \varepsilon_{zz} = \frac{d\varepsilon_1\varepsilon_2}{d_1\varepsilon_2 + d_2\varepsilon_1}. \tag{18}$$

Остальные компоненты тензора равны нулю.

Первое уравнение (1) следует заменить равенством:

$$\vec{q}\,\vec{D} = 0; \quad D_i(\omega) = -i\varphi\varepsilon_{ij}(\omega)q_j. \tag{19}$$

где $D_i(\omega)$ – электрическая индукция.

Волновые числа связаны между собой соотношениями:

$$q_y^2 = -q_x^2 - q_z^2\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}}. \tag{20}$$

Легко показать, что эти соотношения следуют непосредственно из дисперсионного соотношения для слоисто-периодической структуры

$$\cos kd = \mathrm{ch}qd_1\mathrm{ch}qd_2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)\mathrm{sh}qd_1\mathrm{sh}qd_2. \tag{21}$$

при $qd_{1,2} << 1; kd << 1; \quad q^2 = q_x^2 + q_y^2; \quad k = q_z$.

Видно, что поле является заведомо поверхностным при

$q_x^2 > q_z^2 \dfrac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}}$ $(\mathrm{Im}\, q_y > 0)$. В области $y > 0$ потенциал $\varphi(r,t)$ имеет вид:

$$\varphi(r,t) = B\exp(-qy + i(q_x x + q_z z - \omega t)\,. \tag{22}$$

На границе $y = 0$ имеем:

$$\varphi(-0) = \varphi(+0) \quad D_y(-0) = D_y(+0)\,. \tag{23}$$

Отсюда при $q_x^2 >> q_z^2$ (косые волны) получаем следующий закон дисперсии:

$$\varepsilon_d + \varepsilon_{yy}(\omega) = 0;\ \omega_p^2 = \frac{\omega_{01}^2 d_1 + \omega_{02}^2 d_2}{d\varepsilon_d + d_1\varepsilon_{01} + d_2\varepsilon_{02}}\,. \tag{24}$$

Наличие потока частиц, движущегося над поверхностью сверхрешетки, приводит к изменению граничных условий для нормальных составляющих вектора индукции, поскольку на границе возникает поверхностный заряд n_S:

Учитывая n_S граничные условия для D_y принимают вид:

$$D_y(+0) - D_y(-0) = \frac{\omega_0^2}{(\omega - q_z v_0)^2} q\varphi(0)\,. \tag{25}$$

В результате закон дисперсии запишется следующим образом:

$$\varepsilon_d - \frac{\omega_0^2}{(\omega - q_z v_0)^2} + \varepsilon_{yy}(\omega) = 0\,. \tag{26}$$

В условиях резонанса $\omega_P = q_z v_0$ инкремент равен:

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\omega_0^2\omega_p}{2\bar{\varepsilon}}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{27}$$

где $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_d + \dfrac{\varepsilon_{01}d_1 + \varepsilon_{02}d_2}{d}$.

Эта формула справедлива в условиях $\dfrac{\omega_p}{v_0} d << 1$. Преимущества слоисто-периодической плазменной средой перед сплошной средой состоит в том, что в них можно получать медленные волны в силу малых частот столкновений носителей заряда и добиться выполнения указанных резонансных условий.

Исследуемая модель взаимодействия наведенных токов и колебаний в полупроводниковых комплектующих ЭРИ является достаточно универсальной и позволяет рассмотреть ряд частных случаев наиболее интересных при проведении экспериментов по определению критериев стойкости в области обратимых отказов.

3. Численные оценки. В таблице приведены численные оценки инкрементов неустойчивостей собственных электромагнитных колебаний полупроводниковых слоистых структур, обусловленные их взаимодействием с потоками заряженных частиц, наведенных сторонним ЭМИ, электростатических колебаний. Результаты приведены для ряда полупроводниковых структур [5], используемых в современной СВЧ – электронике.

Амплитуда тока $O \approx 10$ мА, длительность импульса прямоугольной формы 500 нс.

Структура М Д П	Концентрация носителей n_0(см)$^{-3}$. Толщина сверхрешетки d(см)	Инкремент неустойчивости $\delta\omega$(с$^{-1}$)
Au-Si_3N_4-GaAs	$n_0 = 5 \times 10^{14}$; $d = 3 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 2 \times 10^{11}$
Au-Al_2O_3-AlGaAL	$n_0 = 1{,}3 \times 10^{15}$; $d = 2 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 4{,}7 \times 10^{11}$
Au-SiO_2-CuInAs	$n_0 = 3{,}6 \times 10^{14}$; $d = 9 \times 10^{-5}$	$\delta\omega = 5{,}2 \times 10^{11}$
Au-Si_3N_4-AlGaAL	$n_0 = 1{,}2 \times 10^{15}$; $d = 3 \times 10^{-3}$	$\delta\omega = 2{,}9 \times 10^{11}$
Au-Si_3N_4-Si	$n_0 = 3 \times 10^{15}$; $d = 1{,}6 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 3{,}2 \times 10^{11}$
Au-Al_3O_2-Si	$n_0 = 3 \times 10^{15}$; $d = 3{,}6 \times 10^{-5}$	$\delta\omega = 2 \times 10^{11}$
Au-SiO_2-Si	$n_0 = 3 \times 10^{15}$; $d = 3 \times 10^{-4}$	$\delta\omega = 6{,}1 \times 10^{11}$

Выводы.

– Предложена модель взаимодействия наведенных внешним ЭМИ токов с электростатическими колебаниями полупроводниковой сверхрешетки, основанная на реализации резонансного (черенковского) взаимодействия движущихся зарядов и электромагнитных колебаний в условиях, когда совпадают фазовая скорость волны и скорость заряженной частицы.

– Получены расчетные соотношения, связывающие величину инкремента неустойчивостей с величиной наведенных токов и параметрами МДП-структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, размерами структуры.

– Приведенные количественные оценки показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувствительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона ($\partial W/\partial t \approx 10^{-11}$ Вт).

Список литературы: 1. *Мырова Л.О., Чепиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с. **2.** *Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов С.А.* Электромагнитные влияния на сооружения связи. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с. **3.** *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с. **4.** *Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М.* Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. – Киев: Наукова думка, 1991. – 216 с. **5.** *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

Поступила в редколлегию 10.11.2007